

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
2. Г. Абрахамсон. Тр. Амер. об-ва инж.-мех. Сер. Е, Прикладная механика, 1961, 28, 4, 45.
3. A. Bahrani, T. Black, B. Crossland. Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1967, 296, 1445, 123.
4. G. R. Cowan, A. H. Holtzman. J. Appl. Phys., 34, 328.
5. S. K. Godunov, A. A. Deribas a. o. J. Comput. Phys., 1970, 5, 3.
6. P. C. Waterman. J. Appl. Phys., 1958, 29, 1190.
7. М. А. Могилевский. ФММ, 1969, 28, 3, 508.
8. М. В. Классен-Неклюдова. Механическое двойникование кристаллов. М., Изд-во АН СССР, 1960.

МЕТОДИКА ИМИТАЦИИ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ УДАРА КАМЕННЫХ МЕТЕОРИТОВ

В. П. Урушкин, Н. Н. Горшков, В. М. Титов

Для исследования метеоритного (высокоскоростного) удара в лабораторных условиях применяют легкогазовые баллистические установки [1] или взрывные системы на основе кумуляции продуктов детонации ВВ [2—4]. Ввиду больших динамических нагрузок в процессе разгона используемые методы не позволяют ускорять частицы из хрупких материалов (например, стекла). Но необходимость в экспериментах такого рода имеется, так как по современным данным не менее 80% всех метеоритов каменные [5]. Ниже изложена взрывная методика, разработанная для ускорения сферических частиц из стекла массой $5 \cdot 10^{-3}$ — $2 \cdot 10^{-1}$ г до скоростей 0,8—8 км/с.

Основа методики — принцип ускорения твердых частиц кумулятивным взрывом [2]. Известно, что при этом сферическая частица обтекается гиперзвуковым потоком (струей) продуктов детонации и ускоряется им. Скорость потока $u > D$, где D — скорость детонации (в излагаемых результатах ВВ — ТГ 50/50 соответственно $D = 7,65$ км/с). Условие сохранения частицы при разгоне определено в [6] при рассмотрении упругих деформаций сферы

$$\rho u^2 \leq 4,2\tau, \quad (1)$$

где ρ — плотность струи продуктов детонации; τ — величина критического касательного напряжения для материала частицы. В такой форме соотношение (1) справедливо для начального участка движения частицы, когда ее скорость близка к нулю. В дальнейшем вместо скорости потока u в (1) должна фигурировать разность скоростей потока и частицы в каждый момент времени.

Для ускорения металлических (стальных) частиц методом кумулятивного взрыва обычно используют трубчатые заряды из конденсированного ВВ [2, 3]. Максимальная скорость истечения продуктов детонации наблюдается при отношении внешнего и внутреннего диаметров заряда $c_2/c_1 \approx 3$ [3]; в этом случае $u \approx 10 \div 11$ км/с [7], а $\rho \approx 0,1 \div 0,15$ г/см³ [8]. Из (1) следует, что материал частицы должен выдерживать в импульсном режиме при разгоне напряжения $\tau \approx 200$ кг/мм². В данной работе стеклянные шары готовились по технологии оптического стекла (крон) без полировки поверхности; диаметр частиц $d_0 = 1,56 \div 5,2$ мм. Хотя для микрообразцов из кварца и стекла прочность на разрыв может достигать ≈ 500 кг/мм², для реальных разме-

ров следует ожидать заметно меньших допустимых значений τ , чем для качественных сталей. Это подтверждает эксперимент: попытки ускорения таких частиц зарядами ВВ, отработанных для металлических частиц, приводят к их разрушению. Следовательно, величину скоростного напора ρu^2 необходимо уменьшить.

Наиболее просто выполнить это условие уменьшением отношения c_2/c_1 . Как следует из численного расчета кумулятивного процесса [4], можно принять в первом приближении, что плотность струи пропорциональна отношению площадей ВВ и канала в поперечном сечении, т. е.

$$\rho \sim (c_2/c_1)^2 - 1. \quad (2)$$

Для стальных частиц употребляется $c_2/c_1 \approx 2 \div 3$; в экспериментах со стеклом было принято за основу $c_2/c_1 \approx 1,2 \div 1,4$. Специально измерения плотности в этом случае не проводились, но из грубой оценки по (2) очевидно, что требования к величине τ снижаются в несколько раз.

Уменьшение толщины стенки заряда ВВ приводит и к некоторому снижению скорости струн, хотя всегда $u > D$. Это в общем нежелательно, так как конечная скорость метания $v_0 \leq u$. В [2, 3] формулируется условие сопоставимости по порядку величины v_0 и u при разгоне в режиме свободного обтекания. Для этого необходимо

$$\rho l \geq \rho_0 d_0, \quad (3)$$

где l — длина потока газа (струи); ρ_0 — плотность материала частицы, d_0 — ее размер. При условии $v_0 \approx u$, естественно, должно быть $\rho l \ll \rho_0 d_0$. Измерения работы [8] показали, что в энергию частицы может перейти около 30% кинетической энергии столба газа в струе (того же сечения), так что при $\rho l / \rho_0 d_0 \approx 1$ $v_0 \approx 0,5 u$. В реальных простых конструкциях газоккумулятивных зарядов для метания стальных частиц удается доводить значение v_0 до $v_0 \approx 0,8 u$, т. е. отношение масс газа и тела близко к двум.

Выполнение условия (3) при уменьшении плотности потока в случае ускорения частиц из стекла обеспечивалось увеличением длины заряда: для достижения максимальных скоростей метания применялись заряды с длиной трубки ВВ $L_1 \approx 400 d_0$, хотя в случае стальных частиц обычно достаточно $L_1 \approx 250 d_0$ [3]. (Очевидно, что в (3) $l \approx L_1$.) Снижение скорости метания вследствие уменьшения толщины стенки заряда ВВ несколько компенсировалось наличием в большинстве опытов цилиндрического сопла, в котором происходит разгон частицы. Такое сопло-удлинитель предотвращает разгрузку струи продуктов детонации при выходе из заряда; как показывают эксперименты [8], скорость метания при этом возрастает.

В целом разработанная конструкция заряда имела следующий вид (рис. 1). На торце тонкостенной трубки ВВ с внутренним диаметром c_1 , внешним c_2 и длиной L_1 помещалась частица из стекла. Если заряд далее не продолжался соплом-удлинителем, то в таблице тип заряда обозначается индексом (0). При наличии сопла-удлинителя с диаметром канала b_1 , длиной L_2 конструкция обозначается индексом (+). Для реализации низких скоростей удара частица относилась на выход-

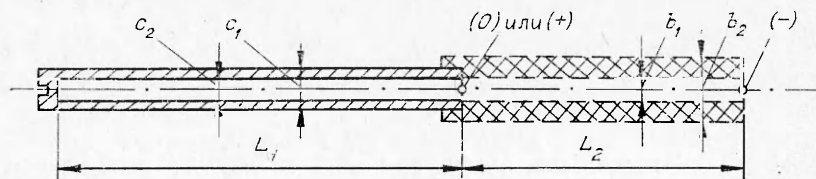


Рис. 1.

ной торец удлинителя, чем соответствует индекс (—). Удлинитель изготовлялся из пластмассы, при $b_1=20$ мм его внешний диаметр $b_2=34$ мм, при $b_1=30$ мм, $b_2=40$ мм, при $b_1=47$ мм, $b_2=63$ мм. В таблице 1 параметры заряда ВВ обозначены следующим образом: c_2/c_1-L_1 (индекс), b_1-L_2 . Для одного типа заряда, где реализованы максимальные скорости метания (тип 1), удлинитель

Тип заряда	Параметры заряда	d_0 , мм	v_0 , км/с	d , мм
1	28/20—600 (+) 20—200	1,56	7,8	1,30
2	28/20—600 (+) 20—50	1,56	5,4	1,45
3	28/20—200 (—) 20—300	1,56	2,8	1,56
4	28/20—200 (—) 30—500	1,56	1,3	1,56
5	28/20—100 (—) 30—400	1,56	1,1	1,56
6	28/20—600 (+) 20—100	2,47	4,4	2,35
7	28/20—600 (0)	2,47	3,8	2,40
8	28/20—600 (—) 20—100	2,47	3,1	2,47
9	28/20—200 (—) 30—500	2,47	0,9	2,47
10	44/36—800 (0)	3,5	3,2	3,50
11	44/36—500 (—) 47—500	3,5	1,4	3,50
12	44/36—800 (0)	5,2	2,4	5,20
13	44/36—500 (—) 47—500	5,2	0,8	5,20

изготовлен из ВВ ($b_2=48$ мм). В этом случае, по сути дела, имеется составная конструкция газокумулятивного заряда, описанная в [2].

Все разработанные заряды обладали надежностью, обеспечивающей серийные эксперименты. За исключением типов зарядов 1, 6, 12 разрушение частиц практически не наблюдалось. В указанных типах зарядов (являющихся экстремальными по скоростям) надежность (т. е. отсутствие разрушений) лежит в пределах 50—80%. Данные по скорости метания в таблице приведены для экспериментов в воздухе. Помещение ускорительного заряда в вакуумную камеру, как обычно, повышает скорость метания примерно на 10% [7].

Для измерения скорости v_0 использовались следующие методы: импульсная рентгено съемка шара в полете в определенные моменты времени (на рис. 2 приведена рентгенограмма шара $d_0=3,5$ мм после выхода из сопла, $v_0=3,2$ км/с); определение времени пролета между двумя контактными датчиками с помощью частотомера ЧЗ-34; регистрация скорости с помощью оптической съемки на фоторегистраторе СФР-2М за счет свечения в головной ударной волне при $v_0 > 4,5$ км/с. Значения v_0 , приведенные в таблице, осреднены по нескольким опытам, точность измерения в каждом опыте не хуже 5%. При рентгеноимпульсной съемке использовалась 4-кадровая установка, разработанная в Институте гидродинамики [9].

Для контактного и оптического методов существенно условие выхода частицы из струи, тормозящейся в воздухе. Это условие выполнялось при расстоянии от торца заряда (или удлинителя) около 500 мм для всех типов зарядов.

Известно, что при разгоне частица подвергается абляции вследствие обтекания ее высокоскоростным потоком продуктов детонации. Поэтому в параметры конструкции должен входить конечный размер частицы d . Его измерение выполнялось известными методами [2, 3], в основном микрофотометрированием рентгенограмм. Результаты, приведенные в таблице, показывают, что при $v_0 \leq 3,5$ км/с абляция пренебрежимо мала. Точность определения d не хуже 10%.

Разработанная методика использована при исследовании ряда задач высокоскорост-

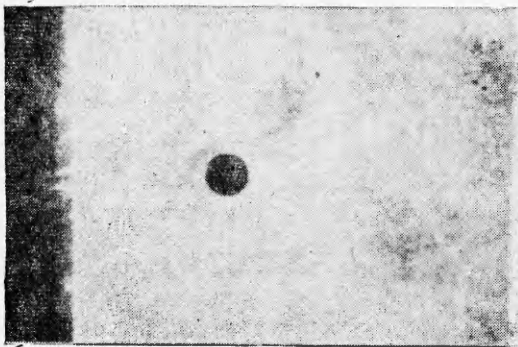


Рис. 2.

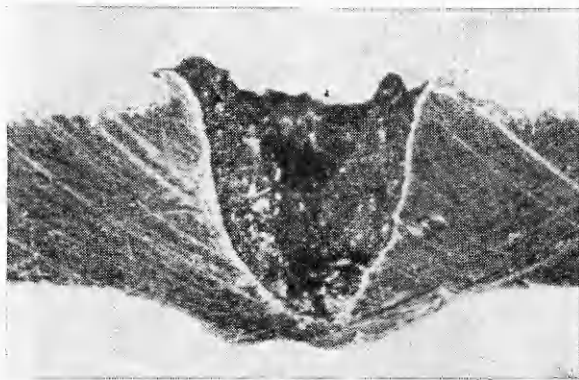


Рис. 3.

ного удара. На рис. 3 приведена фотография пластины из дюралюмина толщиной 7 мм после удара стеклянной частицы ($d = 2,35$ мм) со скоростью 4,4 км/с. Такие эксперименты позволили сравнить разрушения при ударе каменных метеоритов с ранее известными данными для стальных частиц [10].

Несмотря на простоту полученных технических решений, задача

имитации удара каменных метеоритов имеет свою историю. Возможность ускорения частиц из стекла была показана в свое время В. П. Чистяковым, Ю. П. Фадеенко, которых авторы благодарят за обсуждения. Отдельные эксперименты с такими частицами поставлены одним из авторов данной работы; их результаты приведены в [10]. Но только улучшение технологии изготовления частиц из стекла позволило создать средства метания, годные для серийных экспериментов.

Авторы признательны А. Н. Аникиевой, благодаря помощи которой удалось получить частицы из стекла с улучшенными прочностными свойствами, а также Г. А. Швецову, В. В. Полюдову за помощь в организации работы.

Институт гидродинамики
СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
23/VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Златин, А. П. Красильщиков и др. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М., «Наука», 1974.
2. В. М. Титов, Ю. И. Фадеенко, Н. С. Титова. Докл. АН СССР, 1968, 180, 5, 1051.
3. З. М. Титов, Г. А. Швецов. ФГВ, 1970, 6, 3, 401.
4. В. Ф. Лобанов, Ю. И. Фадеенко. ФГВ, 1974, 10, 1, 119.
5. F. L. Whipple.— In: Vistas in Astronautics, v. 2, NY, Pergamon Press, 1958.
6. В. Ф. Лобанов, Ю. И. Фадеенко.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 7. Новосибирск, 1971, с. 226.
7. Г. В. Прякин, В. М. Титов, Г. А. Швецов. ПМТФ, 1971, 3, 137.
8. В. В. Сильвестров, В. П. Урушкин.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 7. Новосибирск, 1971, с. 125.
9. Е. И. Биченков, В. В. Полюдов и др. ПТЭ, 1974, 13, 208.
10. В. М. Титов, Ю. И. Фадеенко. Космические исследования, 1972, X, 4, 589.

ИЗМЕРЕНИЕ ОСТАТОЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ МЕДНЫХ ОБРАЗЦОВ ПРИ КВАЗИИЗЭНТРОПИЧЕСКОМ СЖАТИИ

С. А. Бордзиловский, Н. Н. Горшков

Изэнтропическое сжатие конденсированного вещества до высоких давлений [1—3] занимает промежуточное положение между статическим методом и однократным ударно-волновым. Преимущество изэн-